

ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ МАГНОНОВ С ИМПУЛЬСАМИ НА ГРАНИЦЕ ЗОНЫ БРИЛЛЮЭНА В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ

Г.М.Генкин

Показано, что если интенсивность света I на частоте экситон-магнонного поглощения в антиферромагнетиках превышает пороговую $I_{\text{п}}$, то происходит параметрическая генерация магновнов с импульсами на границе зоны Бриллюэна. При этом генерируются магновновы в определенных точках зоны Бриллюэна. ¹

1. Хорошо известно (см., например, [1]), что в магнетиках можно параметрически возбуждать спиновые волны, однако их волновые вектора q (а также и частоты) достаточно малы по сравнению с граничными, так достигаются $q \lesssim 10^5 \div 10^6 \text{ см}^{-1} \ll q_{\text{Бр}}$, где $q_{\text{Бр}}$ — квази-

импульс на границе зоны Бриллюэна. Ниже будет рассмотрен механизм параметрической генерации спиновых волн, позволяющий генерировать высокочастотные магноны с волновыми векторами $q = q_{Bp}$.

Рассмотрим двухчастичное поглощение в магнитных кристаллах с двумя подрешетками. Известно [2], что в таких кристаллах существует экситон-магнонное поглощение света в экситонной области спектра данного кристалла. Поэтому, если интенсивность света на частоте экситон-магнонного поглощения достаточно велика, то вероятность (в единицу времени) индуцированного излучения магнонов и экситонов, пропорциональная интенсивности света, становится большей релаксационных частот, и в результате происходит параметрическая генерация квазичастиц.

2. Для рассмотрения эффекта удобно пользоваться обобщенными кинетическими уравнениями [3], полученными с использованием техники Келдыша [4]. Для чисел заполнения магнонов $N_M(q)$ (и соответственно экситонов $N_{ex}(q)$) имеет место уравнение баланса

$$N_M(q) \gamma_M = \lambda [N_M(q) + N_{ex}(q) + 1] \phi(\omega_{12}(q)), \quad (1)$$

где $\lambda = \frac{2}{\pi} \frac{IK}{\hbar \nu_0 \sigma_{12} \Delta \nu}$, K — коэффициент поглощения света на частоте экситон-магнонного поглощения ν_0 , I — интенсивность света; $\phi(\nu)$ — спектральная форма линии, будем полагать ее лоренцевой с полушириной $\Delta \nu$; $\sigma_{12} = \sigma_{12}(\nu_0)$ — двухчастичная (экситон-магнонная) плотность состояний; $\omega_{12}(q) \equiv \omega_M(q) + \omega_{ex}(q)$. При этом мы полагаем, что ширина спектра лазера накачки $\Delta \nu$ больше¹⁾ частот релаксации квазичастиц (γ_M — магнонная, γ_{ex} — экситонная частоты). Решая совместно уравнение (1) и уравнение для $N_{ex}(q)$, получаем, что решения имеют характерный знаменатель, который обращается в нуль при определенной мощности накачки, что соответствует порогу параметрической неустойчивости. Заметим, что порог определяется наименьшей из релаксационных частот, будем полагать, что имеет место $\gamma_M < \gamma_{ex}$. При этом концентрации квазичастиц обратно пропорциональны релаксационным частотам $N_M/N_{ex} = \gamma_{ex}/\gamma_M > 1$. Пороговая интенсивность накачки есть²⁾

$$I_{п} \sim \frac{\hbar \nu_0 \gamma_M (q_{Bp}) \Delta \nu}{K a_0^3 \omega_M (q_{Bp})}, \quad (2)$$

где a_0 — постоянная решетки. Учет нелинейного затухания квазичастиц приводит к конечному значению величин чисел заполнения магно-

¹⁾В обратном случае (для узкополосной накачки) уравнения более громоздки [3]. Заметим, что для магнетиков при низких температурах и при использовании твердотельных лазеров обычно имеет место случай широкополосной накачки.

²⁾При этом здесь учтено, что групповая скорость магнона много больше групповой скорости экситона.

нов и экситонов, а также ширины линии по частоте $\Delta\omega$ в распределении генерированных квазичастиц. Полное число квазичастиц и $\Delta\omega$ определяются константой α в нелинейном затухании $\gamma_{NL} = \alpha N$, обусловленной процессами "слипания" магнонов. Полное число магнонов пропорционально α^{-2} , $\Delta\omega \sim \alpha$.

3. При увеличении мощности света на частоте экситон-магнонного поглощения коэффициент поглощения существенно возрастает при приближении к пороговой мощности. Без учета нелинейного затухания коэффициент поглощения стремится к бесконечности на пороге, при учете нелинейного затухания коэффициент поглощения пропорционален α^{-2} . Параметрическая генерация коротковолновых магнонов может быть также индцирована по изменению спектра других спиновых волн, а также по резкому увеличению одномагнонного рассеяния нейтронов.

Заметим, что для больших образцов, линейные размеры которых $l > K^{-1}$ (обычно $K \sim 3 + 10 \text{ см}^{-1}$), появляется возможность исследования движения коротковолновых магнонов.

В экситон-магнонном поглощении участвуют магноны в определенных симметричных точках границы зоны, это означает, что будут генерироваться магноны с граничным квазиимпульсом q_{Bp} , имеющим определенное направление в зоне Бриллюэна. Так, для MnF_2 при поляризации света $E_{\omega} \rightarrow C_4$ генерируются магноны в точках Z и A границы зоны, для $E_{\omega} \rightarrow C_4$ — в точке X , здесь C_4 — ось симметрии четвертого порядка. При этом при генерации магнонов с квазиимпульсом q_A нелинейное затухание аномально мало, что приводит к соответственно большой величине полного числа возбужденных магнонов с q_A . Малость α в этом случае обусловлена тем, что так как частота этих магнонов максимальна, то четырехмагнонное обменное взаимодействие не приводит к релаксации (при взаимодействии двух магнонов с q_A рождаются два других магнона с той же частотой). В результате лишь существенно более слабые (релятивистские) взаимодействия могут дать вклад в нелинейное затухание. Заметим, также, что и пороговая интенсивность $I_{\text{п}}$ для магнонов с q_A меньше, чем для других коротковолновых магнонов.

4. Перейдем к оценкам. Рассмотрим "легкоплоскостной" гексагональный антиферромагнетик CsMnF_3 , который при низких температурах $T \sim 1,5\text{K}$ имеет достаточно малые частоты релаксации магнонов [5].

Тогда при $K \sim 3 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_M \sim 10^7 \text{ сек}^{-1}$ пороговая интенсивность накачки для генерации магнонов с q_{Bp} порядка $5 \cdot 10^5 \text{ Вт/см}^2$. При этом мы полагаем, что для накачки могут быть использованы¹⁾ импульсные твердотельные лазеры, ширина спектра которых $\Delta\nu \sim 10^9 \text{ сек}^{-1}$.

Заметим, что величина требуемой пороговой мощности существенно меньше мощности порядка 10^8 Вт/см^2 , при которой экспериментально в кристалле алмаза наблюдались неравновесные акустические коротковолновые фононы [6].

Институт прикладной физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
21 августа 1979 г.

¹⁾ В режиме синхронизации мод могут быть использованы и лазеры на красителях, для твердотельных лазеров в этом режиме $\Delta\nu$ может быть и меньше 10^9 сек^{-1} .

Литература

- [1] А.Г.Гуревич. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М., изд. Наука, 1973.
- [2] R. Loudon. Adv. in Phys., 17, 243, 1968.
- [3] С.А.Булгадаев, Б.И.Каплан, И.Б.Левинсон. ЖЭТФ, 70, 1550, 1976.
- [4] Л.В.Келдыш. ЖЭТФ, 47, 1515, 1964.
- [5] Б.Я.Котюжанский, Л.А.Прозорова. ЖЭТФ, 65, 2470, 1973.
- [6] M. J. Colles, J. A. Giordmaine. Phys. Rev., Lett., 27, 670, 1971.
-